

大横动量的部分子在深度 非弹性散射中的行为

王 正 本
(云 南 大 学)

摘 要

本文把核子态用 FOCK 空间各个组态分量来表示,并且在结构函数中引入了部分子的横动量作为一个自由度,计算了价夸克态分量和非价夸克态中的粲夸克态分量对虚光子纵横截面比的贡献,结果与实验数据符合较好.同时找到了 Callan-Gross 关系与实验数据偏离的因素.

一、引 言

从轻子深度非弹性散射以了解核子的内部结构,近些年来无论实验上或理论上都进行了广泛地讨论,并且取得了进展.

过去从定域流代数或夸克模型的研究得出^[1],当轻子的四动量转移 Q^2 充分大时,纵横虚光子的截面比 $R = 0$,即 Callan-Gross 关系存在.然而这些年来众多的实验显示与这一关系不符^[2].QCD 还预言, R 随 Q^2 的增加而迅速下降也与实验数据明显地矛盾.在这样的情况下,出现了很多修正理论,诸如靶质量修正,较高扭曲度效应等.尽管如此,可是仍未得到与实验数据相符合的结果.前不久我们指出^[3],如果质子在 FOCK 空间除了有价夸克态而外,还有非价的粲夸克态存在,那末把它的效应迭加到价夸克态中去,在一定的范围内得到了 R 的理论值与实验数据较好的符合,导致了 Callan-Gross 关系的确存在偏离.在那里我们认定了粲夸克带有充分的动量会发射带有一定横动量的胶子,并且造成了标度性破坏.

根据核子的夸克结构模型,核子除了有三个价夸克外,还有海夸克存在.因此当轻子的四动量转移所产生的虚光子流与价夸克作用时产生价夸克态效应,而非价的海夸克作用时,使海激发产生非价夸克态效应.这样一来,自由核子(或准自由核子) N 在 FOCK 空间由各个相关的组态构成,即

$$|N\rangle = a|q_1q_2q_3\rangle + b|q_1q_2q_3q_1\bar{q}_1\rangle + \dots, \quad (1)$$

其中 a, b, \dots 是在 $|N\rangle$ 中找到相应态的几率, f 表示味.下面我们将只讨论价夸克态和非价的粲夸克态两个较突出的分量,其它分量将暂不考虑.

我们已经知道核子的价夸克 u 和 d 是比较轻的, 当虚光子流撞击到这些夸克时, 它们得到动量要发射较硬的胶子而产生横向反冲, 如图 1 所示. 被撞击的夸克发射胶子后, 它们总的横动量 k_T 有一定的分布. 至于非价夸克态, 人们已经发现核子有粲夸克态存在^[4]. 我们知道粲夸克 c 的质量比 u 和 d 大得多, 如果某一时刻它受到虚光子流的撞击, 粲夸克得到动量而发射胶子, 如图 2 所示, 这种胶子也具有一定的横动量 k_T , 但粲夸克的质量较大, 其横向反冲可以忽略. 因此, 不论夸克或胶子都受着横动量的影响, 这种影响一定会反应到相关的可测量中去, 这也就造成了 Callan-Gross 关系的必然偏离, 因为 Callan 等人得出这一关系时, 并没有考虑这一因素.

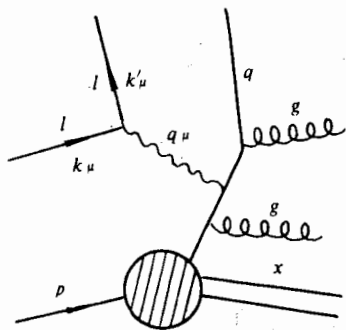


图 1 虚光子流与价夸克作用

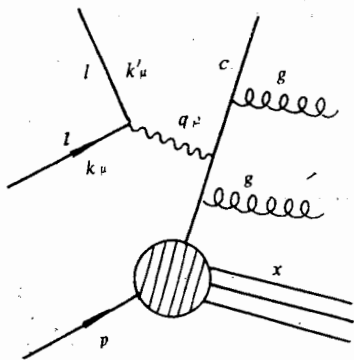


图 2 虚光子流与粲夸克作用

在高能情况下, 部分子的横动量已有广泛的讨论, Altarelli 等人已找到了深度非弹性散射中末态部分子的横动量分布^[5]. 这种分布除了随末态质心能 W^2 的增加而上升外, 还随 $Z = Q^2/2k_u q_u$, $c = \cos\theta$ 变化, 其中 k_u 为入射轻子的四动量, θ 为末态夸克与胶子之间的散射角. 同时实验指出^[6], 当标度性变量 $x \geq 0.1$ 时, k_T 与 x 无关, 可见末态部分子的横动量是一个变量. 在普遍情况下, 将它作为一个自由度引入到相关的结构函数中去是必要的. 这样做之后, 我们得出的结果与实验值符合很好.

二、纵横虚光子的截面比

当轻子四动量转移 $Q^2 = -q_\mu^2$ 所形成的虚光子流打到靶核子上产生的总横截面可以写为

$$\begin{aligned} \sigma &= \frac{g^2}{4mk_V} \varepsilon_\mu^*(q) \varepsilon_\nu(q) \frac{1}{2} \Sigma \int \frac{d^3p}{(2\pi)^3} \langle p, s | J^{\mu+}(0) | x_n p_n \rangle \cdot \langle x_n, p_n | J^\nu(0) | p, s \rangle \\ &\times (2\pi)^4 \delta^{(4)}(p_n - p - q) = \frac{g^2}{4mk_V} (4\pi) \varepsilon_\mu^*(q) \varepsilon_\nu(q) W^{\mu\nu}(p, q). \end{aligned} \quad (2)$$

其中 g 为有效耦合常数, $4mk_V$ 是实验室系中入射粒子的通量, k_V 是虚光子的有效动量, m 是靶核子的质量. 对于电生过程,

$$\sigma(\lambda) = \frac{4\pi^2\alpha}{mk_V} \varepsilon_\mu^*(\lambda) \varepsilon_\nu(\lambda) W^{\mu\nu}. \quad (3)$$

取横向极化矢量

$$\varepsilon(\pm) = \frac{1}{\sqrt{2}} (0, 1, \pm i, 0), \quad (4)$$

纵向极化矢量

$$\varepsilon(l) = \frac{1}{\sqrt{Q^2}} (q, 0, 0, q_0). \quad (5)$$

于是

$$\left. \begin{aligned} \varepsilon^*(\pm)\varepsilon(\pm) &= -1, \\ \varepsilon^2(l) &= 1. \end{aligned} \right\} \quad (6)$$

在实验室系中,电生过程的横向截面是

$$\begin{aligned} \sigma_T &= \frac{1}{2} (\sigma_+ + \sigma_-) = \frac{4\pi^2\alpha}{mk_V} \varepsilon_\mu^*(\pm)\varepsilon_\nu(\pm)W^{\mu\nu} \\ &= \frac{4\pi^2\alpha}{mk_V} W_1 \end{aligned} \quad (7)$$

电生过程的纵向截面是

$$\begin{aligned} \sigma_L &= \frac{4\pi^2\alpha}{mk_V} \varepsilon_\mu(l)\varepsilon_\nu(l)W^{\mu\nu} \\ &= \frac{4\pi^2\alpha}{mk_V} \left[\left(1 + \frac{\nu^2}{Q^2}\right)W_2 - W_1 \right]. \end{aligned} \quad (8)$$

这样,纵横虚光子的截面比为

$$R \equiv \frac{\sigma_L}{\sigma_T} = \frac{\left(1 + \frac{\nu^2}{Q^2}\right)W_2 - W_1}{W_1}. \quad (9)$$

定义标度性变量

$$x = \frac{Q^2}{2m\nu}, \quad (10)$$

引入结构函数

$$F_1 = mW_1, \quad F_2 = \nu W_2, \quad (11)$$

则(9)可以表为

$$R(x, Q^2) = \frac{\frac{m}{\nu} \left(1 + \frac{\nu^2}{Q^2}\right) F_2(x, Q^2) - F_1(x, Q^2)}{F_1(x, Q^2)}. \quad (12)$$

对于 $\nu \rightarrow \infty$ 而 x 固定的标度性区域,

$$\frac{m}{\nu} \left(1 + \frac{\nu^2}{Q^2}\right) \rightarrow \frac{1}{2x},$$

则有

$$R = \frac{F_2 - 2xF_1}{2xF_1} \quad (13)$$

如果标度性受到破坏,则 R 应与 Q^2 相关,即

$$R(x, Q^2) = \frac{F_2(x, Q^2) - 2xF_1(x, Q^2)}{2xF_1(x, Q^2)}. \quad (14)$$

按照 Callan-Gross 的结果, 当 Q^2 充分大时, $F_2 = 2xF_1$, 即 $R = 0$. 早些时候的实验^[2]测得 R 的平均值约为 0.14, 而最近^[2]在提高了实验精度的情况下测得 R 的平均值约为 0.22. 可见 Callan-Gross 关系与实验值是偏离的.

如果对靶质量进行修正, 则(14)变为

$$R(x, Q^2) = \frac{\left(1 + \frac{4m^2x^2}{Q^2}\right) F_2(x, Q^2) - 2xF_1(x, Q^2)}{2xF_1(x, Q^2)}. \quad (15)$$

利用(10)上式也可表为

$$R(x, Q^2) = \frac{F_2(x, Q^2) - 2xF_1(x, Q^2) + \frac{Q^2}{v^2} F_2(x, Q^2)}{2xF_1(x, Q^2)}. \quad (16)$$

其中 $\frac{Q^2}{v^2} F_2(x, Q^2)/2xF_1(x, Q^2)$ 为靶质量修正对 R 的贡献. 定义纵向结构函数

$$F_L(x, Q^2) = F_2(x, Q^2) - 2xF_1(x, Q^2) + \frac{Q^2}{v^2} F_2(x, Q^2), \quad (17)$$

则(16)可表为

$$R(x, Q^2) = \frac{F_L(x, Q^2)}{2xF_1(x, Q^2)}. \quad (18)$$

如果以中微子作为入射粒子, 虽然还有结构函数 $F_3(x, Q^2)$, 然而对 R 的形式仍然不变, 所以(18)是以核子为靶的轻子深度非弹性散射并经过质量修正后的普遍形式. 尽管进行了靶质量修正, 它与实验值相差仍然很大.

三、价夸克态的横动量行为

有很多实验显示^[7], 轻子与核子在深度非弹性散射过程中, 末态部分子具有一定的横动量 k_T , 因此将它作为一个自由度引入到结构函数中去, 我们将会看到它对纵向结构函数变化起着很大的作用, 从而可以找到价夸克态对 R 的贡献.

我们曾经指出^[8], 结构函数 F_2 依赖于 k_T^2 , 而 F_1 则依赖很弱, 因此我们将使用 $F_2 = F_2(x, Q^2, k_T^2)$, $F_1 = F_1(x, Q^2, k_T^2) \approx F_1(x, Q^2)$, $F_L = F_L(x, Q^2, k_T^2)$. 假如以 $F(x, Q^2, k_T^2)$ 表示总的结构函数, 利用 Wilson 展开, F 的矩可以表为

$$\int_0^1 dx x^n F(x, Q^2, k_T^2) = C^{(n)}(Q^2, k_T^2, g, \mu^2) M_n, \quad (19)$$

其中 M_n 为 Wilson 展开表示的矩阵元, $C^{(n)}$ 是展开系数, 并且满足重正化群方程

$$\left[\mu \frac{\partial}{\partial \mu} + \beta(g) \frac{\partial}{\partial g} - \gamma_n(g) \right] C^{(n)} = 0, \quad (20)$$

其中 g 与 $\beta(g)$ 有关系

$$\frac{d\bar{g}}{dt} = \beta(\bar{g}) \quad (21)$$

$$t = \frac{1}{2} \ln \left(\frac{Q^2}{\mu^2} \right), \quad \bar{g}(0) = g.$$

我们把 $F(x, k_T^2, Q^2)$ 认为是 $F_L(x, Q^2, k_T^2)$ 或 $F_2(x, Q^2, k_T^2)$ 时, 则矩与系数之间有

$$\frac{C_L^{(n)}}{C_2^{(n)}} = \frac{F_L^{(n)}(Q^2, k_T^2)}{F_2^{(n)}(Q^2, k_T^2)} = \frac{g^2}{16\pi^2} C_2(R) \frac{4}{n+3}, \quad (22)$$

这里 $C_2(R)$ 是卡斯米尔不变量. 对于带色的夸克具有 $SU(3)_c$ 对称性, 这时 $C_2(R) = \frac{4}{3}$, 我们固定 Q^2 和 k_T^2 求 (22) 的逆, 有^[8]

$$F_L(x, Q^2, k_T^2) = 4C_2(R) \frac{g^2}{16\pi^2} x^2 \int_x^1 \frac{d\xi}{\xi^3} F_2(\xi, Q^2, k_T^2). \quad (23)$$

现在我们将 $F_2(x, Q^2, k_T^2)$ 因子化为

$$F_2(x, Q^2, k_T^2) = H(Q^2, k_T^2) F_2(x, Q^2), \quad (24)$$

其中 $H(Q^2, k_T^2)$ 作为 Q^2, k_T^2 的函数从 $F_2(x, Q^2, k_T^2)$ 中分离出来, 通常是办得到的^[9]. 我们将 $H(Q^2, k_T^2)$ 展开, 并且得到

$$F_2(x, Q^2, k_T^2) = \left(1 + h \frac{k_T^2}{Q^2} + O\left(\frac{k_T^4}{Q^4}\right) \right) F_2(x, Q^2), \quad (25)$$

其中 h 为展开系数. 一般说来, $Q^2 \gg k_T^2$, 因而 k_T^2/Q^2 的高次项可以略去, 于是由 (23) 得

$$\begin{aligned} F_L(x, Q^2, k_T^2) &= 4C_2(R) \frac{g^2}{16\pi^2} x^2 \int_x^1 \frac{d\xi}{\xi^3} \left[F_2(\xi, Q^2) + \frac{hk_T^2}{Q^2} F_2(\xi, Q^2) \right] \\ &= F_L(x, Q^2) + \frac{hk_T^2}{Q^2} F_L(x, Q^2). \end{aligned} \quad (26)$$

注意到 $F_2(x, Q^2) \geq 2xF_1(x, Q^2)$, 于是

$$F_L(x, Q^2, k_T^2) = F_L(x, Q^2) + h \left(\frac{k_T^2}{Q^2} + \frac{k_T^2}{\nu^2} \right) F_1(x, Q^2), \quad (27)$$

这样一来, 价夸克态对 R 的贡献就可以一般地表示为

$$\begin{aligned} R(x, k_T^2, Q^2) &= \\ &= \frac{\left(1 + \frac{4m^2 x^2}{Q^2} \right) F_2(x, Q^2) - 2xF_1(x, Q^2) + \frac{hk_T^2}{Q^2} F_2(x, Q^2) + \frac{4m^2 x^2}{Q^2} \frac{hk_T^2}{Q^2} F_2(x, Q^2)}{2xF_1(x, Q^2)} \\ &= R_0(x, Q^2) + R_1(x, Q^2, k_T^2). \end{aligned} \quad (28)$$

其中

$$R_0(x, Q^2) = \frac{\left(1 + \frac{4m^2 x^2}{Q^2} \right) F_2(x, Q^2) - 2xF_1(x, Q^2)}{2xF_1(x, Q^2)}, \quad (29)$$

$$R_1(x, Q^2, k_T^2) = \frac{\frac{hk_T^2}{Q^2} F_2(x, Q^2)}{2xF_1(x, Q^2)} + \frac{\frac{4m^2 x^2}{Q^2} \frac{hk_T^2}{Q^2} F_2(x, Q^2)}{2xF_1(x, Q^2)}. \quad (30)$$

这里
中多
二
价

量
同
的

其

如
它
C
赖
而
了
把
C

反

其

其

这里 R_0 就是通常对靶质量修正后领头扭曲度的虚光子的纵横截面比。 R_1 中有两项, 其中第一项可以认为是较高扭曲度(扭曲度为 4) 与终态粒子的横动量混合对 R 的贡献。 第二项可以认为是靶质量效应、较高扭曲度与终态粒子的横动量混合对 R 的贡献。 R 就是价夸克态对虚光子的纵横截面比的贡献。

四、非价夸克态的横动量行为

前已指出, 在 FOCK 空间核子除了有价夸克分量外, 还有非价分量。 其中价夸克分量是基本的, 而非价夸克分量则是次要的, 但是不止一个分量。 原则上当虚光子流打到不同味的海夸克对上, 使其激发而表现为相应的非价夸克态。 然而目前已知的表现较为突出的非价夸克态是粲夸克态。 曾经我们讨论了^[3]质子的粲夸克态 $|uudc\bar{c}\rangle$ 对 R 的贡献, 得出

$$R'(x, Q^2) = \frac{R_0 \left(1 + \frac{4m^2 x^2}{Q^2}\right) F_2 + (1 + R_0) \left[C_2' F_c' \left(1 + \frac{4m^2 x^2}{Q^2}\right) - C_1' x F_c' \right]}{F_2 \left(1 + \frac{4m^2 x^2}{Q^2}\right) + (1 + R_0) C_1' x F_c'} \quad (31)$$

$$\text{其中, } F_c' = (1 - e^{-2\alpha/\beta x \ln^2 \frac{Q^2}{k_T^2}}) x^3 \left[\frac{1}{3} (1-x)(1+10x+x^2) - 2x(1+x) \ln \frac{1}{x} \right]. \quad (32)$$

如果 $R' = R_0 + R_c$, 则粲夸克态对 R' 的贡献是可以找得到的。 从粲夸克态的分布知道, 它出现的几率是很小的, 基于这一点, 我们决定了迭加系 C_1' 和 C_2' 的选取。 如 $C_1' = 2$, $C_2' = 190$, 则 C_1' 相对于 C_2' 只占约 1%, 这表现出 F_2 的 k_T^2 的强依赖, 而 F_1 的 k_T^2 的弱依赖。 例如前面我们把 $F(x, Q^2, k_T^2)$ 展开时, $F_2(x, Q^2, k_T^2)$ 依赖于 (k_T^2/Q^2) 的全正整数幂, 而 $F_1(x, Q^2, k_T^2)$ 只依赖于 (k_T^2/Q^2) 的偶次正整数幂就是属于这种情况。 因此也就出现了 $F_2 = F_2(x, Q^2, k_T^2)$, $F_1 = F_1(x, Q^2, k_T^2) \approx F_1(x, Q^2)$ 。 这样(1)中的系数 a, b , 如果把价夸克态和非价夸克态总的出现几率看为 1, 那末 b 只占 a 的百分之几, 这已经反应到 C_1' 和 C_2' 的选取上了。

当粲夸克受到虚光子流撞击时得到动量而发射较硬的胶子, 尽管粲夸克产生的横向反冲较小可以忽略, 然而末态的胶子的横向动量仍然是较大的, 其分布假定为^[5]

$$k_T^2 = \frac{Q^2(1-Z)^2(1-C^2)}{[1 + (2Z-1)C]^2}, \quad (33)$$

其中我们可以看出, 这个分布是与 x 无关的, 也是与实验一致的^[6]。

五、结果与实验比较

根据上面的计算, 我们得到的虚光子纵横截面比应是

$$R_i(x, Q^2, k_T^2) = R_0(x, Q^2) + R_1(x, Q^2, k_T^2) + R_c(x, Q^2, k_T^2). \quad (34)$$

其中 $(R_0 + R_1)$ 是价夸克态的贡献, 而 R_c 是非价的粲夸克态的贡献。 为了同实验数据比较, 我们需要取定参数值。 例如取核子的质量 $m \approx 1\text{GeV}$, 活动耦合常数 $\alpha = 0.4$, $h =$

0.52. 假如价夸克态的末态部分子的横动量分布与(33)一样,实验指出^[6],当 $0.4 < Z < 1$ 时,部分子的横动量随 Q^2 变化较大,同时考虑到已忽略了粲夸克的反冲,所以对价夸克态取 $Z = \frac{2}{5}$, $C = \frac{4}{5}$,而非价的粲夸克态取 $Z = \frac{1}{3}$, $C = \frac{6}{7}$,则 x 的低端和中端区域,以及 x 的中端和高端区域数值计算结果如表 1 所示.

表 1 数值计算 (Q^2 以 GeV^2 为单位)

x	0.1	0.25		0.4	0.4	0.5	0.6	0.67	0.75	0.8	0.83
Q^2	3	6	16	18.9	2	3	5	6	9	12	16
R_1	0.114	0.107	0.097	0.098	0.139	0.133	0.127	0.126	0.123	0.122	0.122
R_c	0.009	0.039	0.098	0.100	0.043	0.042	0.033	0.026	0.017	0.012	0.007
R_t	0.319	0.268	0.217	0.226	0.342	0.290	0.224	0.203	0.171	0.155	0.144

从表 1 中所列数据可以看出, x 的低端和中端区域与最近 CERN 的 CHARM 组的实验结果^[10]相符合,如图 3(a)所示. x 的中端和高端区域与最近 Mestayer 等人的实验结果^[11]相符合,如图 3(b)所示,且比最近 Cortés 等人的结果^[12]符合得更好. 在深度非弹性区, Mestayer 等人的实验, x 从 0.60 到 0.85, Q^2 从 2 到 18GeV^2 , R 的平均值约为 0.22,而本文 x 从 0.40 到 0.83, Q^2 从 2 到 16GeV^2 , R 的平均值也约为 0.22,也与实验数据很好地符合. 这里计算时所需要的数据来自文献[12].

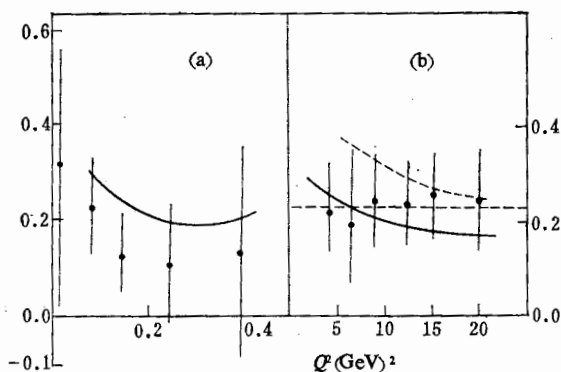


图 3 (a) 是 CHARM 组的实验数据,实线为本文的结果. (b) 是 Mestayer 等人的实验数据,实线为本文的结果,虚线是 Cortés 等人的结果.

对于 x 和 Q^2 都在较宽范围内取值,数值计算结果如表 2 所示.

表 2 数值计算 (Q^2 以 GeV^2 为单位)

x	0.05	0.10	0.20	0.30	0.40	0.50	0.60	0.70	0.80	0.90
Q^2	1.63	4.9	9.79	16.32	22.85	29.38	35.91	42.44	50	60
R_1	0.123	0.127	0.106	0.103	0.102	0.102	0.102	0.102	0.101	0.101
R_c	0.001	0.001	0.008	0.014	0.018	0.019	0.016	0.009	0.004	0.001
R_t	0.437	0.448	0.222	0.189	0.189	0.191	0.189	0.179	0.167	0.162

从表 2 中所列数据可以看出,与 SLAC, CERN 和 CH10 等实验组的实验数据一致,较好地改进了 QCD 的预言^[13],如图 4 所示. 这里计算时所需要的数据来自文献[13].

及[14]. 我们在计算过程中曾经略去了 (k_T^2/Q^2) 的高次项, 由于通常有 $k_T^2 \ll Q^2$, 所以对本文的结果不产生影响. 我们也曾略去了 $(2hxk_T^2 F_1/Q^2)$ 的项, 由于同样的原因, 而且 $h < 1$ 和 $x < 1$, 对本文的结果也不产生明显的影响. 同时 R_i 中含有 h 可以调整, 所以本文的结果是可以保持的.

我们要指出, 部分子的横动量产生于夸克发射胶子的反冲效应和禁闭效应, 尽管它随 Z 和 θ 而变化, 但总的效应有微扰部分和非微扰部分的贡献, 它们随 Z 和 θ 明显变化, 但 k_T 并非随 Q^2 的线性增长而线性变化, 应遵从(33)式.

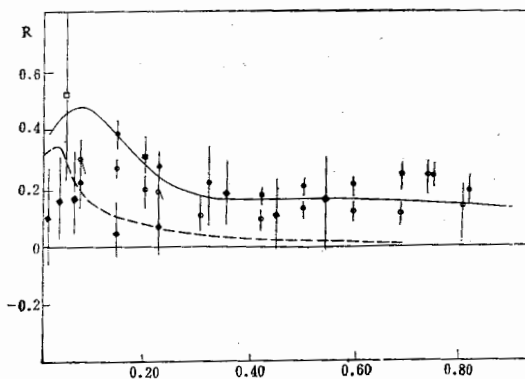


图 4 虚线为 QCD 的预言, 实线为本文的结果.

◆ CERN ν -p ○ SLAC e-p ● SLAC e-d ... QCD □ CHIO μ -p — 本文结果

我们也要指出, 上面只考虑了非价的粲夸克态对 R_i 的贡献, 这是因为目前只找到了质子的粲夸克态^[4], 它具有突出的特性, 而其它非价的夸克态, 如 $|q_1 q_2 q_3 u \bar{u}\rangle$, $|q_1 q_2 q_3 d \bar{d}\rangle$, $|q_1 q_2 q_3 s \bar{s}\rangle$, ... 还没有被发现, 将来一旦找到了它们, 那末在(34)中加入它们对 R_i 的贡献, 即 $R_i = R_0 + R_1 + R_c + R_u + \dots$, 并对参数加以适当地调整, 本文的结果仍可与实验数据符合, 这是根据(1)的基本思想得出的.

我们要强调指出, 由于把部分子末态的横动量 k_T 作为一个自由度引入到结构函数中去, 我们得出 R_i 中有两项附加项 R_1 和 R_c , 它们随 x 和 Q^2 的增长而缓慢地减小, 这既改善了 QCD 预言 R 随 Q^2 增大而迅速减小的结果, 同时导致了 Callan-Gross 关系必然偏离, 这是与长期以来积累的大量的实验数据一致的. 但是最近也有实验表示^[15], 把(15)作为 R 的表示式, 测量了 σ_L 和 σ_T , 显示 Q^2 从 10GeV^2 到 50GeV^2 σ_L 都趋向零, 这既反应了 R 有可能为零, 也反应了 Callan-Gross 关系的偏离. 因为这一关系的存在 Q^2 必须充分大, 表现出 R 随 Q^2 变化的渐近行为, 同时也未对靶质量效应进行过修正, 即(13)所表示的 R 形式. 假若将来有更多的可靠的实验数据在更广的范围内显示 R 为零, 那末我们就需要考虑较高扭曲度贡献项的符号. 因为现有的唯象分析对大于 2 的高扭曲度的贡献项大都视为正比于 $\frac{1}{Q^2}$, $\frac{1}{Q^4}$, ... 并取为正项, 但有理论指出^[16], 较高扭曲度贡献项可取为负项, 所以对本文中的 h 取负号并适当令值, 我们的结果仍可成立.

最后我们还要指出, 在计算过程中我们曾经把粲夸克的结构函数直接迭加到通常的核子结构函数 F_1 和 F_2 中去, 然而迭加的结果并未对 F_1 和 F_2 产生大的改变, 总的结构函

数仍然在实验数据范围内取值。此外,我们还在纵向结构函数中引入了横动量 k_T , 然而 R_0 和 R_1 的最后表达式中仍然只使用了通常的核子结构函数 $F_1(x, Q^2)$ 和 $F_2(x, Q^2)$, 所以实质上并没有改变通常的核子结构函数的值, 因此已经建立起来的求和规则仍可成立, 只是夸克数求和规则需要增加非价夸克对的求和, 即

$$\int_0^1 (f_f + \bar{f}_f) dx = 2, \quad (35)$$

其中 f_f 和 \bar{f}_f 是非价夸克的分布函数。

本文作者对陈尔纲教授和木钩教授的支持表示谢意。

参 考 文 献

- [1] C. G. Callan and D. G. Gross, *Phys. Rev. Lett.*, **22**(1969), 156.
- [2] 例如 E. M. Riordan et al., SLAC-PUB-1634; M. D. Mestayer et al., *Phys. Rev.*, **D27**(1983), 258.
- [3] 王正本, 高能物理与核物理, **8** (1984), 548.
- [4] AIP Conference Proceedings No 68, edited by L. Durand and L. G. Pondron (American Institute of Physics, New York, 1981); Proceedings of the Twentieth International conference on high Energy Physics, Madison, Wisconsin, 1980.
- [5] G. Altarelli, et al., *Phys. Lett.*, **76B**(1978), 89.
- [6] J. J. Aubert et al., *Phys. Lett.*, **95B**(1980), 306.
- [7] 例如 J. J. Aubert et al., *Phys. Lett.*, **95B**(1980), 306; **105B**(1981), 315; F. Bergsma et al., *Phys. Lett.*, **141B**(1984), 129.
- [8] A. Zee et al., *Phys. Rev.*, **D10**(1974), 2881.
- [9] 例如 Schin Daté et al., *Phys. Rev. Lett.*, **52**(1984), 2344; J. C. Wrigley, *Z. Phys.* **C16**(1982), 147.
- [10] CHARM 组 CERN, *Phys. Lett.*, **141B**(1984), 129.
- [11] J. L. Cortés et al., *Phys. Rev.* **D30**(1984), 46.
- [12] A. Bodek et al., *Phys. Rev.*, **D20**(1979), 1471; A. J. Buras et al., *Nucl. Phys.*, **B131**(1977), 308.
- [13] H. Abramowicz et al., *Z. Phys.*, **C17**(1983), 283.
- [14] S. M. Heagy et al., *Phys. Rev.*, **D23**(1981), 1045; J. G. Morfin et al., *Phys. Lett.*, **107B**(1981), 450.
- [15] J. J. Aubert et al., *Phys. Lett.*, **121B**(1983), 87.
- [16] A. Devoto et al., *Phys. Rev.*, **D27**(1983), 508; R. L. Jaffe et al., *Phys. Lett.*, **105B**(1981), 467.

THE BEHAVIOR OF PARTONS OF LARGE TRANSVERSE MOMENTUM IN DEEP INELASTIC SCATTERING

WANG ZHENG-BEN
(Yunnan University)

ABSTRACT

The nucleonic states are represented by different configuration components in Fock space and the transverse momentum of partons is introduced as a degree of freedom into the structure function. In this way we calculated the contribution of the components of the valent quarks and the non-valent quarks of the charm state to the ratio of the longitudinal and the transverse cross sections of the virtual photons. A better agreement with the experimental data is obtained. The causes of deviation of the Callan-Gross relation from the experimental data is pointed out.